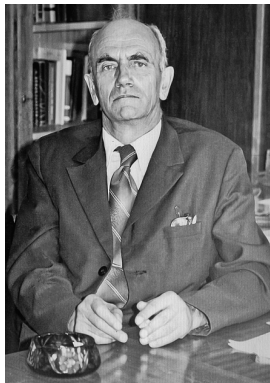


Адиабатические флуктуации давления в турбулентном потоке

В.П.Юшков, Г.А.Курбатов

Физический факультет МГУ

yushkov@phys.msu.ru



“Вопрос о пульсациях давления в турбулентном потоке, по-видимому, связан с проблемой взаимодействия звукового поля и турбулентности, однако с точки зрения акустики турбулентного потока представляет интерес не только пространственная структура, но и временной спектр турбулентных пульсаций давления”

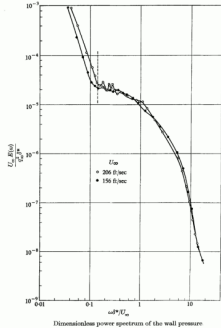
Обухов А.М. *Пульсации давления в турбулентном потоке.*
Доклады АН СССР, 1949, **66**, № 1, 17–20.

Представлено академиком А.Н.Колмогоровым

Спектр флуктуаций давления "на стенке"

Measurements of the fluctuating pressure at the wall beneath a thick turbulent boundary layer

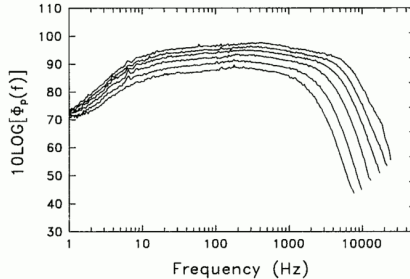
By W. W. WILLMARTH AND C. E. WOOLDRIDGE



Spectral features of wall pressure fluctuations beneath turbulent boundary layers

Theodore M. Farabee and Mario J. Casarella

Physics of Fluids A: Fluid Dynamics (1989-1993) 3, 2410 (1991); doi: 10.1063/1.858179

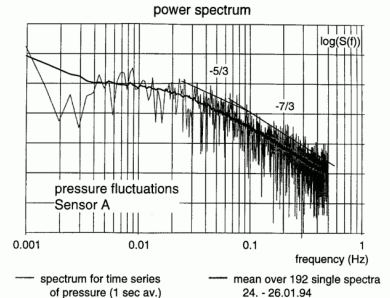


Wall pressure frequency spectra in dB *re:* $1 \mu\text{Pa}^2/\text{Hz}$ for 12, 15, 18, 21, 24, and 27 m/sec.

JOURNAL OF ATMOSPHERIC AND OCEANIC TECHNOLOGY

A Ground-Based Network for Atmospheric Pressure Fluctuations

T. HAUF AND U. FINKE J. NEISSER G. BULL J.-G. STANGENBERG



PRESSURE FLUCTUATIONS IN ISOTROPIC TURBULENCE

BY G. K. BATCHELOR

Received 1 July 1950

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \nabla^2 u_i, \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (2.2)$$

$$\frac{1}{\rho} \nabla^2 p = -\frac{\partial^2 u_i u_j}{\partial x_i \partial x_j}, \quad (2.3)$$

$$\frac{1}{\rho} p(\mathbf{x}) = \frac{1}{4\pi} \int \frac{\partial^2 u'_i u'_j}{\partial x'_i \partial x'_j} \frac{d\tau(\mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|}, \quad (2.4)$$

Адиабатические и турбулентные флуктуации давления

$$\frac{d\rho}{dt} = 0 \quad : \quad \operatorname{div} \mathbf{V} = 0 \quad (\text{Колмогоровская турбулентность})$$

$$\frac{T'}{\bar{T}} + \frac{\rho'}{\bar{\rho}} = 0 = \frac{p'}{\bar{p}} \quad : \quad \delta = \frac{\sigma_p}{\bar{\rho} R_\mu \sigma_T} \ll 1 \quad (\text{приближение Буссинеска})$$

$$\frac{dS}{dt} = 0 \quad : \quad p_a = c_s^2 \rho_a \sim \bar{\rho} \sigma_a c_s \sim p_t \sim \bar{\rho} E_T \quad : \quad \frac{dU}{dt} = -\frac{p}{\rho} \operatorname{div} \mathbf{V}$$

$$\frac{C_p}{C_v} R_\mu T = (\bar{c}_s + c'_s)^2 = \bar{c}_s^2 + 2c'_s \bar{c}_s + c_s'^2 \quad : \quad \sigma_c^2 = 0.1 \frac{C_p}{\bar{T}} \sigma_T^2$$

$$\frac{C}{\bar{T}} \int \frac{1}{2} \rho T'^2 dV = \mu \int \rho c_s'^2 dV \quad (\text{“свободная энергия”, Обухов, 1949})$$

Влияние ветровых фильтров на измерение спектра

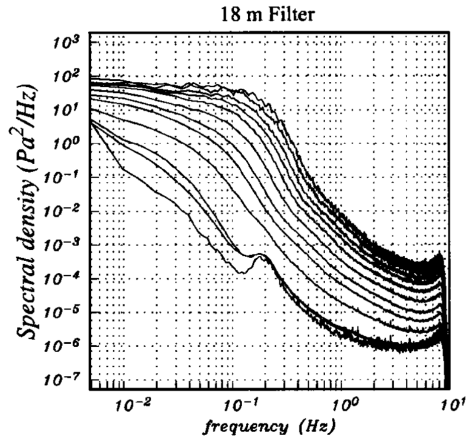
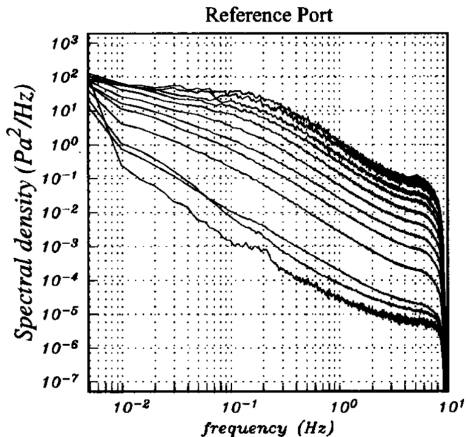
Evaluation of rosette infrasonic noise-reducing spatial filters

Article in The Journal of the Acoustical Society of America · November 2003 DOI: 10.1121/1.1603763 · Source: PubMed

Michael A. H. Hedlin

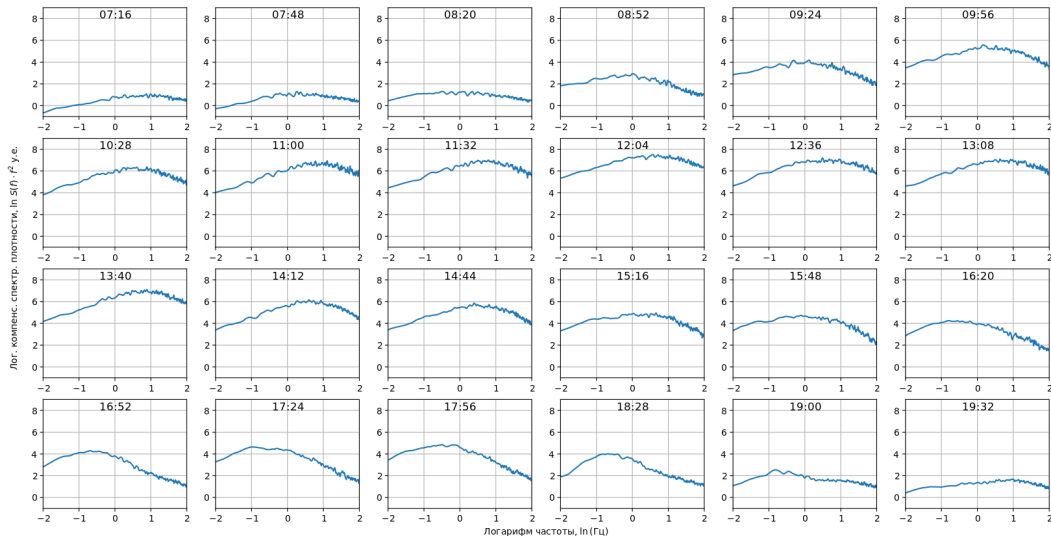
Benoit Alcoverro

Gerald D'Spain

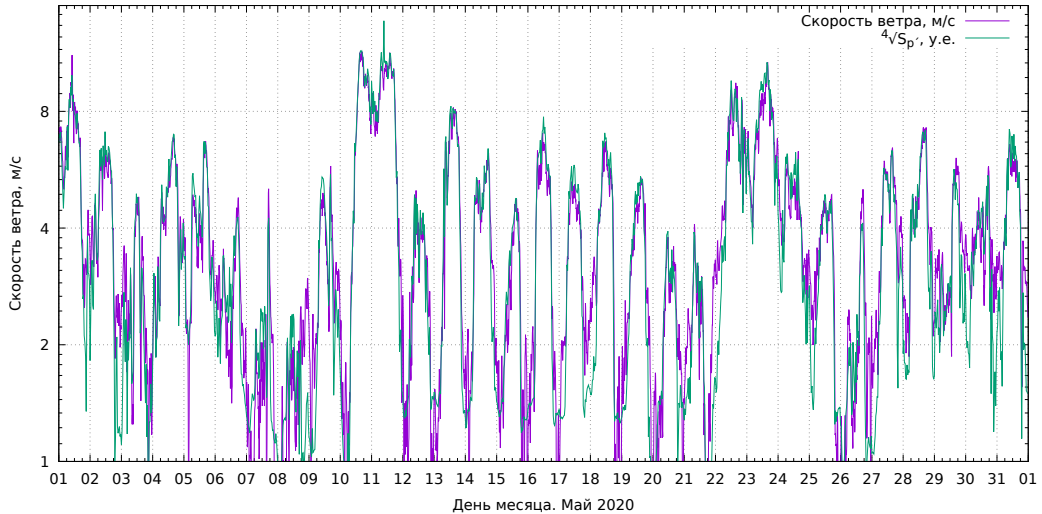


Шаджатмас, 21 августа 2024г. Микрофон В&К 4147

Дата: 21/08/24



Сопоставление флуктуаций давления и скорости ветра



Спектр адиабатических флуктуаций

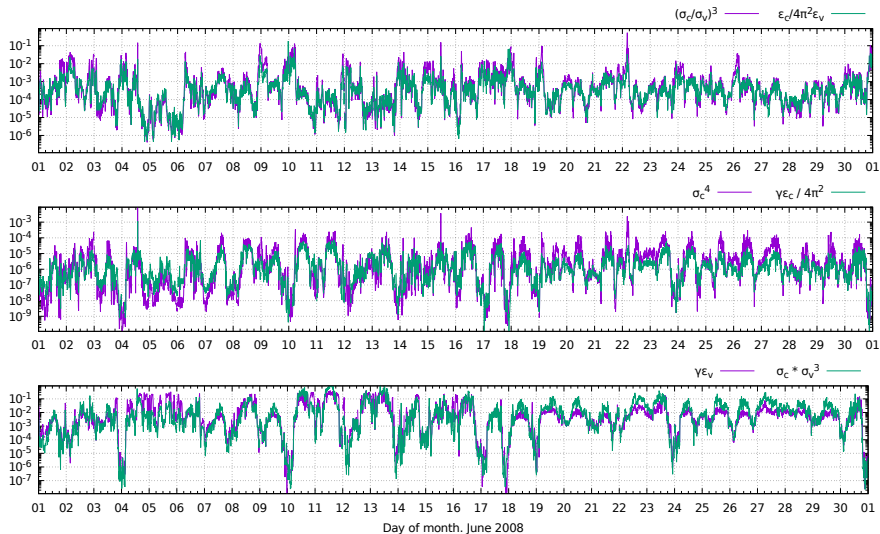
$$\frac{dS}{dt} = \gamma \Delta S + \dot{Q}/T \quad : \quad \gamma \gg \eta = \left(\frac{4}{3}\nu + \xi\right) + \left(\frac{C_P}{C_V} - 1\right)\chi$$

$$\gamma \sigma_{\dot{p}} \sim \sigma_{p_a}^2 / \bar{\rho} = \frac{\bar{\rho}}{z} \int_0^{\infty} \frac{\gamma^2 \omega d\omega}{e^{\gamma\omega/E_n^P} - 1}$$

$$\sum_n P_n E_n^P = \bar{E}_T$$

$$\langle \rho' \varepsilon'_v \rangle = \bar{\rho} \varepsilon_a \quad : \quad \varepsilon'_v = \varepsilon_v^+ - \varepsilon_v^- \sim \varepsilon_c \quad : \quad \varepsilon_c / \varepsilon_v \leq 1$$

Взаимосвязь флуктуаций температуры и скорости ветра в АПС



Взаимосвязь флуктуаций температуры и энергии турбулентности

$$\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_v} = 4\pi^2 \frac{\sigma_c^3}{\sigma_v^3}$$

$$L_c = \frac{2\pi}{\kappa_c} = L = \frac{\sigma_v^3}{2\pi\varepsilon_v} \quad \text{тогда} \quad \varepsilon_c = \kappa_c \sigma_c^3$$

$$\hat{\gamma}\varepsilon_v = \sigma_c \sigma_v^3 \quad \text{или} \quad \hat{\gamma}\varepsilon_c = 4\pi^2 \sigma_c^4$$

$$\hat{\gamma}\varepsilon_c = E_a E_T \quad , \quad \text{где} \quad \hat{\gamma} = 2\pi\gamma$$

Масштабы адиабатических и вихревых флуктуаций

$$L_a = c_s \tau_a = L_c = 2r_v = L$$

$$\int_0^{\infty} \varepsilon_c(z) dz = \frac{1}{L_c} \int_0^{\infty} \sigma_c^3 dz \quad : \quad \omega_v = \sigma_v / r_v$$

$$\tau_v = E_T / \varepsilon_v = 2\pi / \omega_v \quad > \quad \tau_a = E_a / \varepsilon_a$$

- ❶ Адиабатические флуктуации широкого спектра играют ключевую роль в переносе энергии от кинетической к потенциальной и тепловой компоненте (флуктуациям давления)
- ❷ Эти флуктуации характеризуют неопределённость, внутренне присущую движению лагранжевых частиц и могут быть описаны случайным членом в уравнении движения
- ❸ Гамильтониан адиабатического шума связывает энергию вихревых флуктуаций с шириной их спектра